Messung der Elektronen-Polarisation beim Beta-Zerfall des Co-60, S-35 und Pm-147 im Energiebereich von 40 bis 100 keV

von

ALFRED LADAGE

Hamburg 1965

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548107_0037

Messung der Elektronen-Polarisation beim Beta-Zerfall des Co-60, S-35 und Pm-147 im Energiebereich von 40 bis 100 keV.

D I S S E R T A T I O N
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Hamburg
vorgelegt von

A L F R E D L A D A G E
aus Quakenbrück

Hamburg
1961

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Genehmigt von der

Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Hamburg

auf Antrag von Professor Dr. W. Jentschke.

Hamburg, den 12. Juli 1961

Professor Dr. C. Kosswig

Dekan

Fotodruck: Mikrokopie G.m.b.H. München 2, Weinstr. 4

Inhalts-Verzeichnis.

	Seite
I. Einleitung und Problemstellung	4
II. Beschreibung der Apparatur	7
III. Einfluss und Bestimmung apparativer Unsymmetrieen bei der Mott-Streuung	10
IV. Abhängigkeit der Asymmetriefunktion $S(\Theta,E,Z)$ von der Schichtdicke der Streufolie	19
V. Depolarisation der Elektronen durch Streuung im radioaktiven Präparat und andere Depolarisationsquellen	
a) Depolarisation im Präparat	21
b) Depolarisation an Blenden und in den Ablenkfeldern	23
VI. Messergebnisse	
a) Co-60	24
b) S-35	29
c) Pm-147	31
VII. Deutung der Abweichungen von $P = - v/c$ beim Pm-147 und experimentelle Aussagen über die Kernmatrixelemente	33
VIII. Zusammenfassung	44
IX. Literaturverzeichnis	45

Messung der Elektronen-Polarisation beim Beta-Zerfall des Co-60, S-35 und Pm-147 im Energiebereich von 40 bis 100 keV.

==========

I. Einleitung und Problemstellung.

Im Jahre 1956 wurde von Lee und Yang (1) die Nichtinvarianz der schwachen Wechselwirkungen gegenüber der Raumspiegelungsoperation postuliert. Sie konnten verschiedene Experimente angeben, deren Ergebnisse schon bald darauf diese Hypothese bestätigten (2). Eine der Voraussagen der Theorie ist die longitudinale Polarisation der beim radioaktiven Beta-Zerfall emittierten Elektronen. Wie die Experimente (3) zeigten, beträgt der Polarisationsgrad P_o der Elektronen bei erlaubten Übergängen im Rahmen der Messgenauigkeit von einigen Prozent $P_o = - v/c$ (v = Elektronengeschwindigkeit, c = Lichtgeschwindigkeit; das negative Vorzeichen deutet an, dass der Polarisationsvektor antiparallel zum Impulsvektor gerichtet ist). Die Zweikomponententheorie des Neutrinos (4) und die universelle (V, -A) - Wechselwirkungstheorie (5) sind mit den bislang vorliegenden Experimenten in guter Übereinstimmung.

Die Messungen, bei denen der Polarisationsgrad der Elektronen bestimmt wurde, erstrecken sich über einen Bereich von v/c = 0,55 bis 0,9. Unterhalb von v/c = 0,55 liegen nur vereinzelt Messungen vor, mit zum Teil erheblichen Abweichungen von $P_o = - v/c$, aber auch recht grossen Messfehlern (3).

Eine genauere Untersuchung der Elektronenpolarisation unterhalb von v/c = 0,55 ist daher e i n Ziel dieser Arbeit.

Für die Messung der Elektronenpolarisation in diesem Energiebereich ist nur die Mott-Streuung (6) geeignet. Hierbei handelt es sich um die Einzelstreuung von Elektronen im Feld eines Atomkernes. Wegen der Spin-Bahn-Kopplung tritt eine azimu-

tale Asymmetrie der Streuung in zwei um 180° auseinanderliegenden Richtungen auf. Die Asymmetrie hat ein Maximum für Streumaterialien hoher Ordnungszahl Z bei Streuwinkeln Θ von ca. 120° und Energieen E von etwa 100 keV. Die einfallenden Elektronen müssen transversal polarisiert sein. Die Umwandlung der longitudinalen Polarisation der Beta-Strahlen in eine transversale Polarisation geschieht hier mittels eines sphärischen Ablenkkondensators. - Der Polarisationsvektor ändert im elektrischen Feld seine Richtung in erster Näherung nicht, so dass eine Ablenkung um 90° die Umwandlung der Polarisation ergibt. - Aus der Streuasymmetrie erhält man das Produkt aus Polarisation P und der Mott-Streuasymmetriefunktion $S(\Theta,E,Z)$. Die Bestimmung der Polarisation der Elektronen ist daher an die Kenntnis von $S(\Theta,E,Z)$ gebunden. In dem hier zu untersuchenden Energiebereich von 40 bis 100 keV ist jedoch $S(\Theta,E,Z)$ wegen der Abschirmung des Kernfeldes durch die Elektronenhülle nur ungenau bekannt. Um daher Messungen der Elektronenpolarisation durchzuführen, ist es erforderlich, eine Eichung der Anlage mittels eines Beta-Strahlers vorzunehmen, dessen Polarisation schon bekannt ist. Hierfür ist Co-60 geeignet, da dessen Polarisation bei etwa 200 keV auf ca. 2 % genau zu $P = - v/c$ gemessen wurde (3, 12, 23).

Wegen der Energieabhängigkeit von $S(\Theta,E,Z)$ ist es zweckmässig, die Streuung der Elektronen stets bei der gleichen Energie vorzunehmen, so dass man aus der Co-60-Messung, unter der Voraussetzung $P(Co\text{-}60) = - v/c$, eine Messung von $S(\Theta,E,Z)$ für die hier gewählte Energie von 100 keV erhält.

Die Beobachtung verschiedener Elektronenenergieen erreicht man durch ein elektrisches Beschleunigungsfeld hinter der radioaktiven Quelle, dem ein doppeltfokussierendes magnetisches Spektrometer nachgeschaltet ist. Der Durchlassbereich dieses Spektrometers und des nachfolgenden Ablenkkondensators ist fest auf (100 $\pm$ 2,5) keV eingestellt, so dass stets nur Elektronen von 100 keV zur Mott-Streuung gelangen. Dieser Versuchsaufbau hat den Vorteil, dass nach einmaliger Justierung der Apparatur zur Messung verschiedener Elektronenenergieen keine

weiteren Veränderungen am strahlführenden System ausser der Variation der Beschleunigungsspannung erforderlich sind. Dadurch werden genaue Relativmessungen der Elektronenpolarisation bei verschiedenen v/c - Werten möglich.

Neben der Messung an erlaubten Beta-Strahlern - es wird hier S-35 untersucht, da bisher nur eine Polarisationsmessung bei v/c = 0,6 mit grossen Messfehlern vorliegt (3) - ist die Untersuchung verbotener Beta-Zerfälle für die Bestimmung der Kernmatrixelemente von Interesse. Man erwartet für verbotene Übergänge ebenfalls eine Elektronenpolarisation von P = -v/c, wenn es sich um die sogenannten "unique"-verbotenen Übergänge oder um einfach verbotene Übergänge mit einer erlaubten Spektrumsgestalt handelt. In solchen Fällen erhält man aus der Messung der Elektronenpolarisation keine neuen Aussagen über die Kernmatrixelemente. Abweichungen von der erlaubten Spektrumsgestalt können dagegen zu Abweichungen von P = -v/c führen. Aus Spektrums- und Polarisationsmessungen ist dann eine Ermittlung der am Zerfall beteiligten Kernmatrixelemente möglich.

Für den einfach verbotenen Übergang des Pm-147, dessen Polarisation bisher noch nicht gemessen wurde, wird in der vorliegenden Arbeit die Elektronenpolarisation im Energiebereich von 40 bis 100 keV untersucht. Aus der gemessenen Abweichung von P = - v/c werden die Kernmatrixelemente bestimmt.

II. Beschreibung der Apparatur.[+)]

In Abbildung 1 ist ein masstabsgetreuer Längsschnitt durch die Anlage dargestellt. Bei (1) befindet sich das radioaktive Präparat, das für Vergleichsmessungen durch eine Glühkathode ersetzt werden kann. Während der Messungen rotiert das Präparat mit ca. 12 Umdrehungen/min. um die Strahlachse. Hierdurch soll eine gleichförmige Elektronenverteilung über den Strahlquerschnitt erzeugt werden, falls die Emission der Elektronen vom Präparat ungleichmässig ist.

Die Beschleunigungsstrecke (2) ist nach dem Prinzip der Beschleunigungsröhren beim Van de Graaff-Generator gebaut. Die Isolierung des Spannungsteilers geschieht hier nicht unter Gasdruck, sondern durch Öl. Das Gerät gestattet es, Spannungen bis ca. 200 kV ohne Vakuumdurchschläge anzulegen.

Bei (3) ist das doppeltfokussierende magnetische Spektrometer dargestellt. Es ist auf eine Durchlassenergie von 100 keV fest eingestellt. Die Energieauflösung beträgt ± 2,5 keV. Das Magnetfeld wird durch einen Permanentmagneten erzeugt, wodurch die zeitliche Konstanz des Feldes leicht gewährleistet wird. Das Vakuumrohr im Spektrometer ist mit Paraffin und Hydrocollag zur Herabsetzung der Streuung überzogen.

Die Blenden (4) begrenzen die Strahlapertur. Sie sind aus Aluminium angefertigt und mit einem Hydrocollag-Überzug versehen. Die Blenden sind so angeordnet, dass gestreute Elektronen nur mit geringer Wahrscheinlichkeit in den sphärischen Ablenkkondensator (5) eintreten können. Der Ablenkwinkel beträgt 108°. Dieser Wert ist für die Verwandlung der longitudinalen in eine transversale Polarisation für Elektronen von 100 keV Energie wegen der Thomas-Präzession erforderlich (7). Der Plattenabstand ist 2 cm, die Plattenhöhe 8 cm; Plattenmaterial: Aluminium. Die zur Umlenkung notwendige Spannung liegt symmetrisch an den Platten und beträgt ca. ± 18 kV. Der mittlere Krüm-

---

+) Eine ausführliche Beschreibung findet sich in der Diplomarbeit von H. Ch. Dehne, Hamburg 1960.

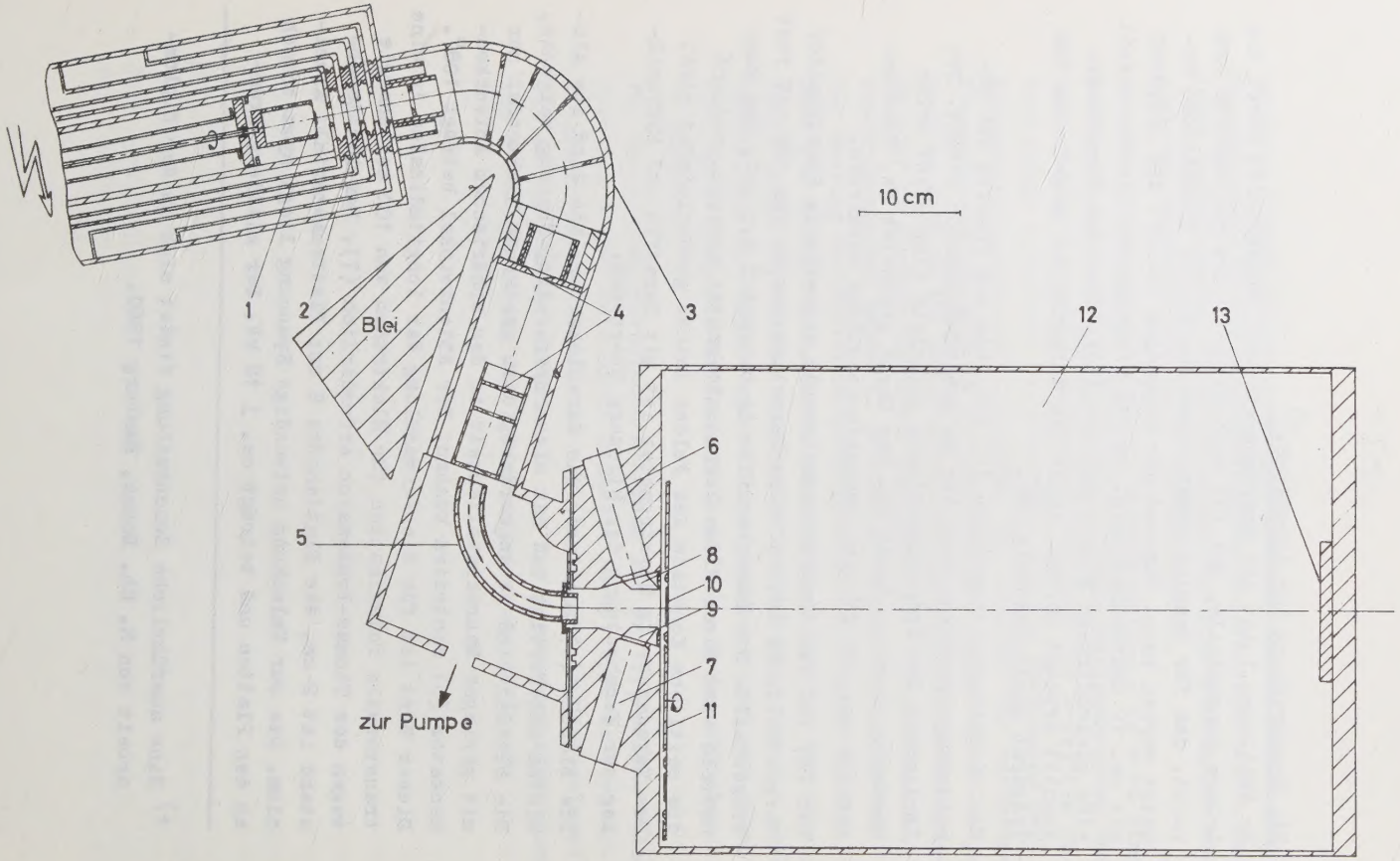

Abb.1 Apparatur zur Messung der Elektronenpolarisation.

mungsradius ist 10 cm. Am Ausgang des Kondensators befinden sich keine strahlbegrenzenden Blenden zur Vermeidung unerwünschter Streuungen in die Szintillationszähler (6) und (7). Diese sind des weiteren noch durch aufgesetzte Blenden (8) und (9) aus Aluminium mit Hydrocollag-Überzug gegen Streuelektronen, die nicht aus dem gewünschten Winkelbereich kommen, geschützt. Die Zähler sind gegenüber der für die Messung erforderlichen Stellung um 90° versetzt gezeichnet. Sie sind unter Vakuum um die Strahlachse drehbar. Der mittlere Streuwinkel in Bezug auf den zur Streufolie (10) senkrecht einfallenden Elektronenstrahl beträgt $\Theta = 125^{\circ}$; der erfasste Öffnungswinkel $\pm 15^{\circ}$. Die Streufolien (10) befinden sich in dem Träger (11). Es können nacheinander 4 Folien in den Strahlengang gebracht werden. Die Streufolien sind zur Vermeidung unsymmetrischer Streuung infolge unterschiedlicher Schichtdicke in Rotation (ca. 20 Umdr./min). Die Vertauschung der Streufolien sowie die Registrierung der Messergebnisse geschieht automatisch alle 1000 Sekunden. Der Nachweis der Elektronen erfolgt mit Plastik-Szintillatoren und Sekundärelektronenvervielfachern (Fernseh GmbH, Darmstadt, Typ FS 9A). Die Energieselektion der Streuelektronen geschieht mittels eines Einkanal-Diskriminators.

Der sehr grosse Streutopf (12) - 70 cm lang, 48 cm $\emptyset$ - ist zur Verringerung der Rückstreuung in die Zähler von in der Streufolie vorwärtsgestreuten Elektronen mit Paraffin und Hydrocollag ausgekleidet. Die durch Rückstreuung noch zu erwartende Zählrate wurde zu ca. 0,3 % der durch Mott-Streuung erfassbaren Zählrate berechnet.

Die Streufolien bestehen aus dünnen mit Gold bedampften Zaponlackfolien (Dicke ca. 0,05 mg/cm^2), die auf einem Aluminiumring von 6 cm Durchmesser befestigt sind. Die aufgedampften Goldschichten haben einen Durchmesser von 3 cm und sind mit einem schmalen aufgedampften Goldsteg mit dem Aluminiumring leitend verbunden. Dadurch wird die für unerwünschte Streuelektronen "sichtbare" Goldschicht klein gehalten. Zur Bestimmung des Einflusses der Schichtdicke der Streufolien auf die

Streuasymmetrie wurde die Dicke der Goldschichten zwischen 50 und 350 ug/cm^2 variiert (siehe Kapitel IV).

Der Querschnitt des Elektronenstrahls an der Streufolie ist etwa elliptisch mit einer Höhe von ca. 10 mm und einer Breite von ca. 18 mm. Die Justierung der Apparatur wurde mittels Glühelektronen, die auf 100 keV beschleunigt wurden, vorgenommen. An Stelle einer Streufolie war ein Leuchtschirm eingesetzt, der genau zentriert werden konnte. Die senkrechte Inzidenz des Elektronenstrahls wurde unter Zuhilfenahme eines weiteren Leuchtschirmes (13) mittels Spiegelbeobachtung erreicht.

Durch den Aufbau des Ablenkkondensators in der in Abbildung 1 dargestellten Anordnung, zusammen mit der negativen Polarisation der Beta-Zerfallselektronen, bewirkt die Mott-Streuung eine unsymmetrische Zählrate in der Weise, dass zum Beschauer hin aus der Zeichenebene heraus mehr gestreut wird als zur anderen Seite.

III. Einfluss und Bestimmung apparativer Unsymmetrieen bei der Mott-Streuung.

Für den Wirkungsquerschnitt polarisierter Elektronen vom Polarisationsgrad P unter dem Streuwinkel Θ und dem Azimut ϕ gilt nach Mott (6):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta,\phi,Z,E) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta,Z,E)\cdot\left[1 + P\cdot S(\Theta,Z,E)\cdot\cos\phi\right]$$

wobei $S(\Theta,Z,E)$ die bei Sherman (8) tabellierte Asymmetriefunktion ist. Ihr Verlauf ist für E = 100 keV in Abbildung 2 dargestellt. Die grösste Asymmetrie liegt für Streuwinkel Θ zwischen 120° und 130° vor. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich sehr viel kleiner als in Vorwärtsrichtung (s. Abbildung 3). Seine starke Winkelabhängigkeit(prop. $1/\sin^4 \Theta/2$) bedingt in der Hauptsache die Empfindlichkeit der Polarisationsexperimente gegenüber apparativen Unsymmetrieen. Wegen der niedrigen Zählraten ist man auf grosse Öffnungswinkel des einfallenden Elektronenbündels und grosse Raumwinkel der Beobach-

tungszähler angewiesen. Man legt daher zweckmässigerweise θ so fest, dass man in dem breiten Maximum von $S(\theta)$ arbeitet; dort besitzt auch der Wirkungsquerschnitt eine geringere Abhängigkeit von θ. Zur Messung der Elektronenpolarisation benutzt man zwei Zähler, die um $\Delta \phi = 180^{\circ}$ auseinanderliegen und wählt $\phi_I = 0^{\circ}$ (in Bezug auf die Vertikale zur Zeichenebene in Abbildung 1), sowie $\theta_1 = \theta_2 = 125^{\circ}$.

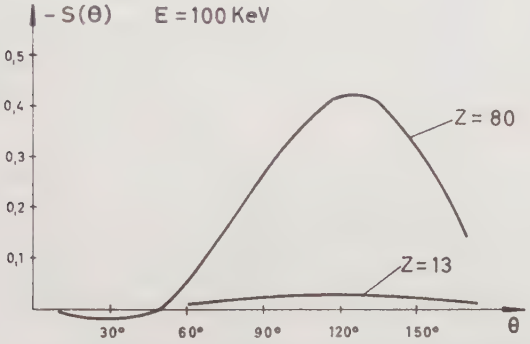

Abb. 2: Abhängigkeit der Mott-Streuasymmetrie S vom Streuwinkel θ für 100 KeV für Al und Hg.

Für das Intensitätsverhältnis in Richtung auf die beiden Zähler I und II, ergibt sich damit

$$\frac{J_{II}}{J_I} = \frac{1 - PS}{1 + PS}$$

Misst man $J_{II}/J_I = R$, so kann man $PS = \frac{1 - R}{1 + R}$ bestimmen und bei Kenntnis von S die Polarisation der einfallenden Elektronen ermitteln.

Dieser einfache Zusammenhang wird allerdings durch apparative Asymmetrieen kompliziert. Schon für Elektronen vom Polarisationsgrad $P = 0$ kann man ein Zählratenverhältnis $N_{II}/N_I = 1$ nicht erwarten. Vielmehr wird N_{II}/N_I einen gewissen Wert σ be-

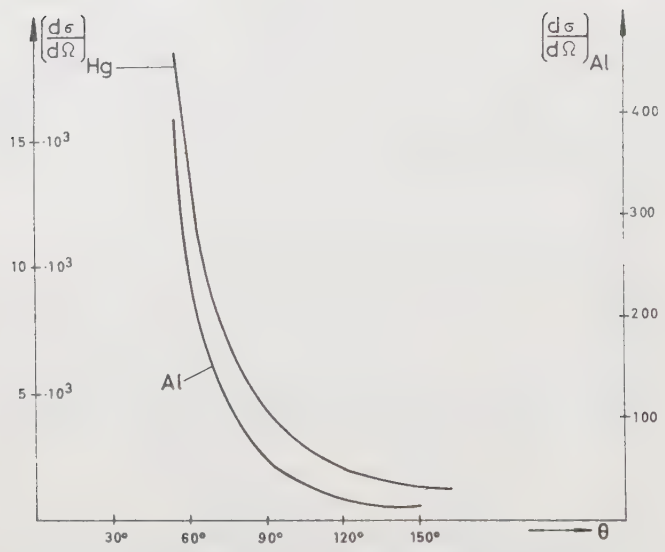

Abb. 3: Wirkungsquerschnitt für Mott-Streuung für Hg und Al bei $v/c = 0{,}6$ in barn/rad.

sitzen, der durch folgende Effekte hervorgerufen wird:

1) Unterschiedliches Ansprechvermögen $\alpha_{I,II}$ der Zähler I und II, sowie der nachfolgenden Registriereinrichtungen.
2) Ungleichheiten in den erfassten Streuwinkeln θ und ϕ.
3) Nicht senkrechte Inzidenz des Elektronenstrahls auf die Streufolie, hervorgerufen durch eine geringe Neigung der Achse des Strahls gegen die Spiegelebene der Zähler oder ein geringes Schiefstehen der Streufolie in Bezug auf die Zähler. Im ersten Fall erhält man auf diese Weise unterschiedliche Streuwinkel zu den Zählern. Bei endlicher Dicke der Streufolie entsteht bei einer Neigung der Streufolie gegenüber den Zählern eine Asymmetrie durch Zweifachstreu-

ung wegen unterschiedlicher Laufwege in der Folie (siehe Abbildung 4). Ein Schrägstehen der Folie von 1^{o} liefert z.B. eine Zählratenasymmetrie von 1,5 %. Eine Neigung des Strahls um 1^{o} verursacht ca. 3,5 % Änderung im Zählratenverhältnis.

4) Unterschiedliche Dicke der Streufolie über den Strahlquerschnitt. Beispielsweise führen lokale Dickenunterschiede von 1:2 zu einer Asymmetrie bis zu 2,5 %.
5) Unsymmetrische Intensitätsverteilung des einfallenden Elektronenbündels in Bezug auf die Spiegelebene der Zähler.
6) Unsymmetrische Rückstreuung von den Wänden der Streutrommel.

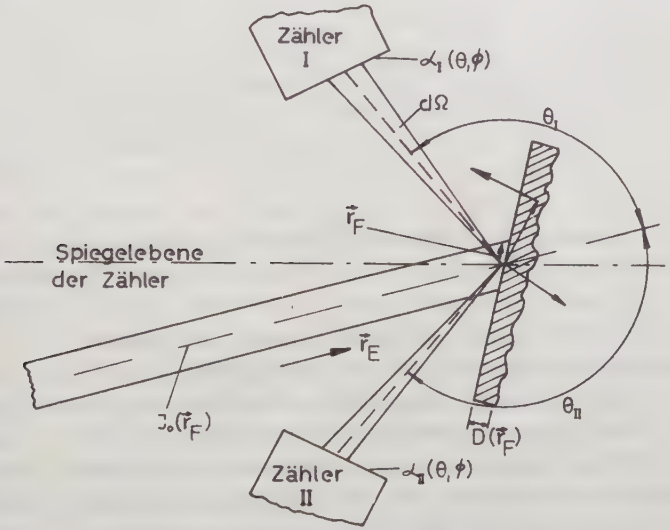

Abb.4: Zur Geometrie der Streuung. Schräger Strahleinfall relativ zur Spiegelebene bedingt unterschiedliche Streuwinkel θ_I und θ_{II}. Die Zweifachstreuasymmetrie erhält man bei schiefstehender Streufolie sowie bei schrägem Strahleinfall.

Um das Verhältnis $N_{II}/N_I = \delta$ für unpolarisierte Elektronen ($P = 0$) möglichst gleich 1 zu machen, wurden folgende Massnahmen ergriffen:

1) Unter einer Reihe von Sekundärelektronenvervielfachern wurden die mit möglichst gleichen Eigenschaften ausgewählt. Die nachfolgenden Verstärker, Einkanal-Diskriminatoren u.s.w., wurden so eingestellt, dass sie sich möglichst gleichartig verhielten.
2) Eine präzise mechanische Kontruktion der Zähleranordnung bezüglich Θ und ϕ.
3) Die senkrechte Inzidenz des Elektronenstrahls auf die Streufolie wurde mittels Glühelektronen, die auf die Durchlassenergie der Apparatur von 100 keV beschleunigt wurden, eingestellt. An Stelle der Streufolie konnte dabei genau zentrisch ein Leuchtschirm vorgefahren werden. Ein weiterer Leuchtschirm am Ende der Streutrommel erlaubte die Überprüfung des fein gebündelten Elektronenstrahls in 70 cm Entfernung vom ersten Leuchtschirm, womit eine Neigung des Strahls von ca. $1/4^{\circ}$ noch erkannt werden konnte. Ein Schiefstehen der Streufolien in Bezug auf die Zähler bzw. Strahlachse wurde dadurch vermieden, dass die Streufolien auf Ringen (6cm ϕ) mit konischem Rand angebracht waren; die Folie konnte auf diese Weise sehr genau in die Trägerscheibe für die Folienvertauschung eingesetzt werden. Letztere selbst war auf besser als $1/2^{\circ}$ genau justiert.
4) Dickenunterschiede in den spiegelglatten Streufolien von ca. 10 % (optische Durchlässigkeitsmessung) lassen sich bei der Herstellungsmethode durch Bedampfen von dünnen Zaponlackfolien nicht vermeiden. Um diese Unterschiede herauszumitteln, befanden sich die Streufolien in ständiger Rotation mit etwa 20 Umdr./min.
5) Zur Vermeidung von Intensitätsasymmetrieen über den Strahlquerschnitt war während der Messungen das radioaktive Präparat in Rotation mit ca. 12 Umdr./min. Eine vom Präparat herrührende unsymmetrische Emission der Elektronen wird dadurch herausgemittelt. Die symmetrische Intensitätsverteilung des Strahls nach Durchlaufen der abbildenden Systeme

und der Blenden wurde mittels der Glühkathode auf dem Leuchtschirm eingestellt. Der Beschleunigungsspannung von 100 kV konnte eine Wechselspannung von 10 kV überlagert werden, so dass der Strahl auch die Energieverhältnisse, wie sie bei Benutzung der radioaktiven Quellen vorliegen, wiedergab. Seine Ausmasse betrugen in Richtung auf die Zähler ca. 12 mm und senkrecht dazu ca.18 mm. Symmetrisches Öffnen und Schliessen des Strahles wurde mit Hilfe einer Wehneltspannung beobachtet.

6) Die Rückstreuung von den Wänden der Streutrommel konnte durch deren Grösse unter 0,3 % gesenkt werden. Sie ist hier für die Erzeugung einer Unsymmetrie von untergeordneter Bedeutung.

Unter Benutzung dieses gewobbelten Elektronenstrahls und Beschleunigung auf 100 keV wurde die Güte der getroffenen Massnahmen untersucht, indem das Zählratenverhältnis $N_{II}/N_I = \delta$ für unpolarisierte Elektronen direkt gemessen wurde.

Zur Erläuterung schreiben wir die Zählrate für $P \neq 0$ in einem Zähler für festes Z und E auf:

$$N_{\bar{I}} = \int_{\vec{\kappa}_F} \int_{\Omega_{\bar{I}}} J_0(\vec{\kappa}_F) \cdot D(\vec{\kappa}_F) \cdot n \cdot \alpha_{\bar{I}}(\theta,\phi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi) \cdot d\Omega \cdot d\vec{\kappa}_F$$

dabei ist:

$J_0(\vec{\kappa}_F)$ = Anzahl der Elektronen, die pro sec und cm^2 an der Stelle $\vec{\kappa}_F$ auf die Streufolie fallen (s.Abbildung 4).

$\vec{\kappa}_F$ = Vektor in der Oberfläche der Streufolie; Anfangspunkt in der Spiegelebene der Zähler.

$D(\vec{\kappa}_F)$ = Dicke der Streufolie an der Stelle $\vec{\kappa}_F$.

n = Zahl der Atome pro Volumen der Streufolie.

$\alpha_{\bar{I}}(\theta,\phi)$ = Ansprechvermögen des Zählers I in Abhängigkeit von Richtung und Einfallsort der Elektronen.

$\vec{\kappa}_E$ = Einfallsrichtung der Elektronen.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta(\vec{\kappa}_E,\vec{\kappa}_F),\phi(\vec{\kappa}_E,\vec{\kappa}_F)) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\cdot[1+P\cdot S(\theta)\cdot\cos\phi] \,.$$

Da die Streufolie rotiert, werden Dickenunterschiede herausgemittelt, so dass $D(\vec{\mu}_F) = D = \text{const.}$ gesetzt werden kann. Ferner darf man setzen $\alpha_{I,II}(\theta,\phi) = \alpha_{I,II}\, K(\theta,\phi)$, wo $K(\theta,\phi)$ unabhängig von dem speziellen Zähler eine Abhängigkeit des Ansprechvermögens vom Auftreffort auf dem Szintillationskristall andeuten soll. Eine Messung mit zum Teil abgedeckten Kristallen lieferte nämlich dasselbe Zählratenverhältnis wie ohne Abdeckung.
Man erhält damit:

$$N_I = n \cdot D \cdot \alpha_I \cdot \int_{\vec{\mu}_F} J_0(\vec{\mu}_F) \cdot \int_{\Omega_I} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega \left[1 + P \cdot \frac{\int_{\Omega_I} K \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot S(\theta) \cos\phi\, d\Omega}{\int_{\Omega_I} K \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega}\right] d\vec{\mu}_F$$

$$= n \cdot D \cdot \alpha_I \int_{\vec{\mu}_F} J_0(\vec{\mu}_F) \int_{\Omega_I} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega \left[1 + P \cdot \overline{(S \cdot \cos\phi)}_I\right] d\vec{\mu}_F$$

$$\overline{S \cdot \cos\phi} = \frac{\int_{\Omega} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot S(\theta) \cdot \cos\phi\, d\Omega}{\int_{\Omega} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega}$$

Dabei sind θ und ϕ noch vom Ort $\vec{\mu}_F$ auf der Streufolie abhängig. Bei der Berechnung von $\overline{S \cos\phi}$ zeigte sich (13), dass die Variation mit $\vec{\mu}_F \leq 2\%$ ist, so dass man für $\overline{S \cos\phi}$ den Mittelwert nehmen kann, womit die Integration über $\vec{\mu}_F$ wegfällt. Für $K(\theta,\phi)$ hat man eine plausible Annahme zu machen: Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit zum Rande der Szintillationskristalle; eine gewisse Unsicherheit bei der Berechnung von $\overline{S \cos\phi}$ bleibt bestehen. Es ergab sich für die verwendete Geometrie unter Benutzung der von Sherman (8) tabellierten S-Funktion

$$\overline{S \cos\phi} = \overline{(+)}\ 0{,}386$$

Die Zählrate in einem Zähler schreibt sich damit:

$$N_I = n \cdot D \cdot \alpha_I \int_{\vec{\mu}_F} J_0(\vec{\mu}_F) \cdot \int_{\Omega_I} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega\, d\vec{\mu}_F \cdot \left[1 + P \cdot \overline{(S \cdot \cos\phi)}_I\right]$$

Dabei soll der Index I noch eine Unsicherheit in der genauen Kenntnis der Streuwinkel vermöge geometrischer Unsymmetrieen andeuten.
Für das Zählratenverhältnis N_{II}/N_I erhält man

$$\frac{N_{II}}{N_I} = \frac{\alpha_{\bar{I}}}{\alpha_I} \cdot \frac{\int_{\vec{x}_F} J_0(\vec{x}_F) \int_{\Omega_{\bar{I}}} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega\, d\vec{x}_F}{\int_{\vec{x}_F} J_0(\vec{x}_F) \int_{\Omega_I} K(\theta,\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\Omega\, d\vec{x}_F} \cdot \frac{1 - P \cdot \overline{(S \cdot \cos\phi)}_{\bar{I}}}{1 + P \cdot \overline{(S \cdot \cos\phi)}_I}$$

$$= \alpha \cdot \beta \cdot R = \delta \cdot R$$

mit $\alpha = \frac{\alpha_{\bar{I}}}{\alpha_I}$ = Zählerunsymmetrie, ß = geometrische Unsymmetrie, R = Unsymmetrie durch den Polarisationseffekt.

Die Messung von δ ist auf zwei Weisen möglich:

1) Man verwendet statt der Goldfolie eine Aluminium- oder Hostafanfolie, bei der S wegen des kleinen Z nahezu gleich 0 ist (Abbildung 2).
2) Man benutzt unpolarisierte Elektronen (P = 0) und dieselbe Goldfolie wie für die Polarisationsmessungen.

Die erste Methode enthält eine Reihe von Fehlerquellen: der Wirkungsquerschnitt hängt für verschiedene Z in etwas verschiedener Weise von θ ab. Die verschiedenen Streufolien müssen daher sehr exakt parallel stehen. Ausserdem bedingt bei schrägstehender Folie die Zweifachstreuung eine Asymmetrie, die für die Gold- bzw. Aluminiumfolie verschieden sein kann. Ferner hat man wegen des kleineren Wirkungsquerschnittes relativ dicke Aluminiumfolien zu verwenden, wodurch ein erheblicher Energieverlust der gestreuten Elektronen bedingt ist (für 1 mg/cm^2 dicke Aluminiumfolien ca. 20 keV bei 100 keV Einschussenergie). Dieser Energieverlust führt wegen der Energieselektion der Zähler zu einer unterschiedlichen Zählerasymmetrie. Durch Vertauschung der Zähler kann dieser Effekt jedoch eliminiert werden. Gegenüber der Methode mit P = 0 steigt die Messzeit um etwa den Faktor 4, da man für die Messung mit P = 0 wegen der hohen Intensität nur sehr kurze Zeiten benö-

tigt, um zu einer brauchbaren statistischen Genauigkeit zu gelangen.

Zur Messung von σ mittels Glühelektronen muss man dafür sorgen, dass der Elektronenstrahl unter den gleichen Bedingungen wie beim Präparat auf die Streufolie trifft. Der Beschleunigungsspannung von 100 kV wurde daher eine Wechselspannung von 10 kV überlagert, so dass die gleiche Energiebreite wie beim Präparat ausgesondert werden konnte. Die engen Blenden stellen einen gegenüber dem Präparat ungeänderten Einfall der Elektronen auf die Streufolie sicher. Statt der Glühkathode können auch die mit 0 keV aus dem Präparat austretenden Elektronen benutzt werden. Sie lieferten dasselbe Verhältnis σ. Für die Referenzmessungen wurde deshalb stets diese Methode verwendet, da eine Unterbrechung des Vakuums entfällt.

Die Bestimmung der Güte der Justierung erfordert nicht nur die Messung von $\sigma = \alpha \cdot \beta$, sondern die Messung von α und ß selbst. Je besser ß = 1 erfüllt ist, um so genauer stimmen die Raumwinkelintegrale über Ω_I und $\Omega_{\bar{I}}$ überein. Die Berechtigung für die Verwendung eines mittleren $\overline{S \cos \beta}$ wird erst dadurch gegeben. Die Messung von α und ß kann man durch Vertauschen der Zähler vornehmen: lieferte z.B. die erste Messung $\sigma_1 = \alpha \cdot \beta$, so ergibt die zweite Messung mit vertauschten Zählern $\sigma_2 = \alpha \cdot 1/\beta$. Man erhält damit

$$\beta = \sqrt{\sigma_1 / \sigma_2} \quad , \quad \alpha = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \; .$$

Die gemessene Abweichung von ß = 1 betrug etwa 1 %, wobei die Goldfolien verschiedener Dicken untereinander Abweichungen von maximal 0,3 % besassen. Für die Polarisationsmessungen ist damit eine ausreichend gute Justierung erzielt worden. Der Wert von α zeigte jedoch im Verlaufe der Messungen Veränderungen. Diese kommen durch geringfügige Schwankungen der Diskriminatorschwellen, Änderungen der Verstärkungsfaktoren u.s.w. zustande. In die Polarisationsmessungen mussten daher immer wieder Messungen von $\sigma = \alpha \cdot \beta$ eingeschoben werden. Dies geschah alle 12 Stunden. Die Veränderungen von σ über diesen Zeitraum betrugen nur wenige Promille. Zur Berechnung der Polari-

sation wurden die Messwerte $\sigma \cdot R$ in Gruppen zusammengefasst und jeweils durch den gemittelten Wert von σ dividiert. Man erhält somit R und daraus in abgekürzter Schreibweise

$$\overline{PS} = \frac{1 - R}{1 + R}$$

IV. Abhängigkeit der Asymmetriefunktion S(θ,E,Z) von der Schichtdicke der Streufolien.

Bei endlicher Schichtdicke der Streufolien werden in die Beobachtungsrichtung nicht nur Elektronen gelenkt, die e i n e Grosswinkelstreuung um den Winkel θ ausgeführt haben, sondern auch solche, die in der Streufolie mehrfach gestreut wurden. Die Hauptbeiträge dieser Elektronen ergeben sich aus der Kombination von Vielfachstreuung um kleine Winkel mit e i n e r Grosswinkelstreuung, sowie durch zwei aufeinanderfolgende Grosswinkelstreuungen, wobei im zweiten Fall nach der ersten Streuung um ca. 90° die Elektronen parallel zur Schichtoberfläche laufen und daher leicht durch eine zweite Streuung um ca. 30° in die Beobachtungsrichtung gelangen können. Um zu verhindern, dass Elektronen schon allein durch Vielfachstreuung in die Zähler gelangen, hat man die Streufolien hinreichend dünn zu halten. Für Schichtdicken $d = 10^{-5}$ cm und Streuwinkel $\theta > 90^\circ$ ist diese Bedingung bei E = 100 keV erfüllt.

Durch die zusätzliche Streuung tritt eine Verkleinerung von $|S(\theta)|$ auf. In Abbildung 2 ist der Verlauf von $S(\theta)$ in Abhängigkeit von θ aufgetragen. Wählt man für die Beobachtungsrichtung $\theta \approx 125^\circ$, so sieht man, dass durch Streuung um ca. 90° und anschliessend um ca. 35° ein kleineres effektives $S(\theta)$ auftritt. Von Wegener (9) wurden diese Verhältnisse näher untersucht. Man entnimmt seinen Rechnungen, dass die Korrektion an der S-Funktion $\frac{\Delta S}{S}$ annähernd proportional zur Schichtdicke d ist; $\frac{\Delta S}{S} \ll 1$ ist Voraussetzung. Darauf kann man die Berechtigung für eine lineare Extrapolation auf Schichtdicke 0 stützen.

In Abbildung 5 sind die Messungen zur Schichtdickenabhängigkeit wiedergegeben. Es wurden Goldfolien mit Dicken zwischen 50 und 350 ug/cm^2 benutzt. Aufgetragen sind aber nicht die Schichtdicken, sondern die relativen Streu-Dicken, wie sie sich aus den Streudaten ergeben, da man diese Werte genauer bestimmen kann als die Foliendicken. Man sieht, dass die Messungen gut mit einer linearen Extrapolation auf Schichtdicke 0 übereinstimmen.

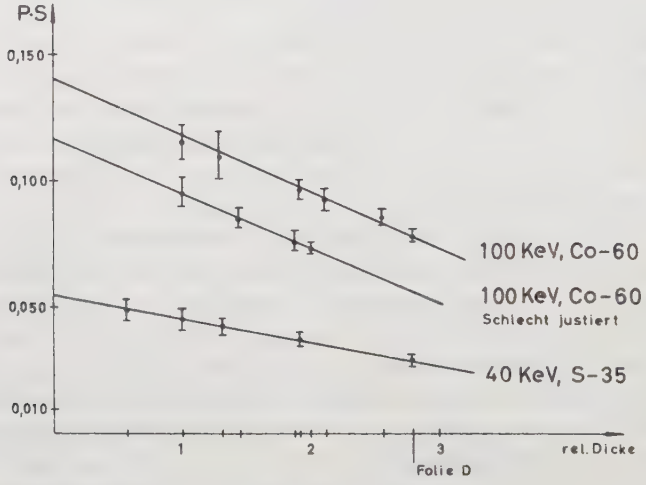

Abb. 5: Abhängigkeit der Streuasymmetrie von der Dicke der Streufolien.

Die Kurve mit der Bezeichnung "Schlecht justiert" bezieht sich auf Untersuchungen im Anfangsstadium der Messungen: hier ist der Elektronenstrahl durch Streuung an Blenden und im Ablenkkondensator teilweise depolarisiert, so dass eine geringere Asymmetrie PS gemessen wird. Durch Verkleinerung der Strahlapertur konnte dieser Effekt beseitigt werden.

Legt man durch die Messpunkte jeweils die "besten Gauß'schen" Geraden, so erhält man daraus das Verhältnis:

$$\overline{(S_o/S_D)} = 1{,}86 \pm 0{,}08$$

S_D ist der Wert für die Goldfolie D, siehe Abbildung 5. Die Dicke der Goldfolie D beträgt ca. 320 ug/cm^2. Diese Folie D wurde stets bei den weiteren Messungen als Streufolie verwendet. Der Wert $\overline{S_o/S_D}$ wird im Kapitel VI für die Berechnung von $\overline{S_o}$ beim Co-60 benötigt. Für Relativmessungen der Elektronenpolarisation kann man auf diese Daten verzichten.

V. Depolarisation der Elektronen durch Streuung im radioaktiven Präparat und andere Depolarisationsquellen.

a) Depolarisation im radioaktiven Präparat.

Wegen der endlichen Dicke der radioaktiven Quellen werden in die Beobachtungsrichtung auch Elektronen durch Streuung gelangen. Da in erster Näherung der Polarisationsvektor die Bewegung im elektrischen Felde nicht mitmacht, erhält man depolarisierte Strahlanteile, wodurch der Polarisationsgrad in Beobachtungsrichtung vermindert wird. Berechnungen der Depolarisation $\Delta P/P_o$ sind von verschiedenen Autoren näherungsweise durchgeführt worden (10, 11, 12). Es sind hauptsächlich zwei Effekte, die berücksichtigt werden: erstens die Vielfachstreuung um kleine Winkel und zweitens die Einzelstreuung um grosse Winkel von etwa 90°. Da bei der Vielfachstreuung nur solche Elektronen eine Rolle spielen, die in Vorwärtsrichtung erzeugt werden, sind für diesen Depolarisationseffekt nur das eigentliche radioaktive Präparat und eventuelle Deckschichten vor dem Präparat verantwortlich, während für die Depolarisation durch Einzelstreuung auch die Präparatunterlage berücksichtigt werden muss.

Für die Vielfachstreuung um kleine Winkel erhält man nach Mühlschlegel und Koppe (10):

$$\frac{\Delta P}{P_o} = 0{,}38 \, \frac{Z(Z+1)}{A} \, (4{,}1 + {}_{10}\log d/\beta^2) \, \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^2}\right)^2 \, 10^{-3} \, d$$

wobei d in mgr/cm^2 einzusetzen ist. Durch die Beschränkung auf

kleine Winkel von etwa 25° ist die maximal mögliche Depolarisation auf ca. 5 % festgelegt. Von Passatore (11) wurden weitergehende Rechnungen ausgeführt, bei denen die Beschränkung auf kleine Winkel entfällt. Die umfangreichen Formeln machen die Benutzung einer elektronischen Rechenmaschine erforderlich. Man hat ausserdem das Präparat in Einzelschichten zu zerlegen, da für die Rechnungen der Durchgang eines Elektronenstrahls d u r c h eine Folie zugrundegelegt wurde. Für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Präparate und Elektronenenergieen zeigte sich, dass die Berechnung der Depolarisation nach (10) unterhalb von 60 keV höhere Werte als 5 % lieferte. Es wurden deshalb die Rechnungen von Passatore (11) verwendet. Die Übereinstimmung zwischen (10) und (11) liegt bei 10 % bis 20 %.

Die Einzelstreuung um grosse Winkel wurde nach (9,12) berechnet. Es gilt:

$$\frac{\Delta P}{P_o} = 0{,}3\ q f\ \frac{Z(Z+1)}{A}\ \frac{1}{1-\beta^2/2}\ \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^2}\right)^2 d$$

wobei d in g/cm^2 einzusetzen ist; q = Verhältnis von Mott- zu Rutherfordstreuquerschnitt und

$$f = 1{,}5 - 1/3 \ln 2\lambda d - 0{,}3\ \sqrt{2\lambda d}$$

$$2\lambda d = 0{,}3\ \frac{Z^2}{A}\ d\ \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\right) \ln\left(5{,}65\ 10^3\ \frac{Z^{4/3}}{A}\ \frac{d}{\beta^2}\right)$$

Die Zahlfaktoren in $2\lambda d$ wurden in (9) etwa um einen Faktor 2 zu gross angegeben.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten radioaktiven Präparate sind wie folgt zusammengesetzt: alle Präparate besitzen eine Trägerfolie aus Hostafan der Dicke d = 1 mg/cm^2 und als Bedeckung eine Polysterolschicht von d = 0,1 mg/cm^2. Die anderen Daten sind:

Co-60-Quelle: Co-60 von d = 0,36 mg/cm^2 auf Kupferfolie von d = 1,1 mg/cm^2 elektrolytisch aufgebracht.

S-35-Quelle: d = 0,9 mg/cm^2, nach der Insulinmethode durch Auftropfen hergestellt.

Pm-147-Quelle: d = 0,25 mg/cm^2 ebenfalls durch Auftropfen hergestellt.

Die mit diesen Daten berechneten Depolarisationskorrekturen sind in Abbildung 6 dargestellt. Die Einzelwerte $\Delta P/P_0$ sind jeweils in den Tabellen bei den Messergebnissen angegeben.

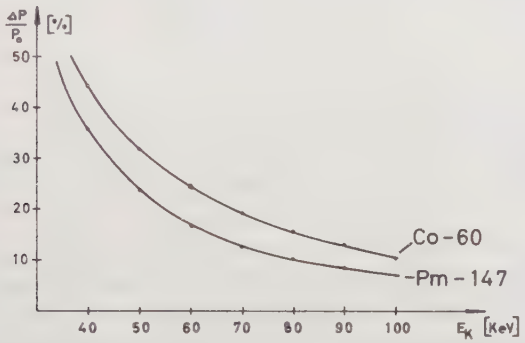

Abb. 6: Depolarisation in der radioaktiven Quelle.

b) Depolarisation an Blenden und in den Ablenkfeldern.
Durch Streuung an den Gefässwänden, am Restgas und den Blenden zur Begrenzung der Strahlapertur kann ebenfalls Depolarisation auftreten. Für die vorliegende Apparatur wurden diese Depolarisationen von Söding (13) zu ca. 0,8 % abgeschätzt. Des weiteren können die von den Elektronen durchlaufenen Felder - Erdmagnetfeld, magnetisches Spektrometer, elektrische Beschleunigungsstrecke und Ablenkkondensator - eine depolarisierende Wirkung ausüben. Die unter (13) durchgeführten Abschätzungen zeigen, dass eine nennenswerte Depolarisation von ca. 0,7 % nur im Ablenkkondensator auftritt. Die Depolarisation kommt durch unvollständige Spin-Umlenkung für Bahnen, die nicht in der Mittelbahn verlaufen, zustande. - Insgesamt ergibt sich somit eine Depolarisation von ca. 1,5 %. Dieser Wert ist in den Depolarisationskurven von Abbildung 6 sowie in den Tabellen bei den Messergebnissen berücksichtigt.

VI. Messergebnisse.

a) Co-60.

Co-60 ist ein erlaubter Gamov-Teller-Übergang ($5^+ \rightarrow 4^+$) mit $E_{max} = 0{,}312$ MeV.

Für erlaubte Übergänge beträgt der Polarisationsgrad der Elektronen nach Jackson und Mitarbeitern (14):

$$P_o = v/c \; \frac{G}{1+b/W}$$

$$G = \frac{2\,\mathrm{Re}\,(|M_F|^2\,(C_S\,C_S' - C_V\,C_V') + |M_{GT}|^2\,(C_T\,C_T' - C_A\,C_A')}{|M_F|^2\,(C_S^2 + C_V^2 + C_S'^2 + C_V'^2) + |M_{GT}|^2\,(C_T^2 + C_A^2 + C_T'^2 + C_A'^2)}$$

Die Grössen C_i (i = S,T,V,A) sind die Kopplungskonstanten für die verschiedenen Wechselwirkungstypen: Skalar, Tensor, Vektor und Axial-Vektor. $|M_F|^2$ und $|M_{GT}|^2$ stehen für die Fermi- bzw. Gamov-Teller-Matrixelemente. Die Coulomb-Korrekturterme, die proportional αZ sind, wurden weggelassen, da sie exakt verschwinden, wenn die Zeitumkehr-Invarianz gilt. Dieses ist auf Grund der bisher vorliegenden Experimente der Fall (15). Die C_i, C_i' sind damit reell. Bei Erhaltung der Parität würde $C_i' = 0$ gelten und damit $P = 0$. Aus anderen Messungen (16) kann noch entnommen werden, dass etwa $C_S = C_T = 0$ gilt; damit wird:

$$G = \frac{-2\,(|M_F|^2\,C_V\,C_V' + |M_{GT}|^2\,C_A\,C_A')}{|M_F|^2\,(C_V^2 + C_V'^2) + |M_{GT}|^2\,(C_A'^2 + C_A^2)}$$

Nach der Zweikomponententheorie (2) gilt ferner $C_i = C_i'$ für i = V, A bzw. $C_i = -C_i'$ für i = S, T, so dass G = - 1 wird.

Der Fierz-Interferenzterm b ist nach Ausweis der Experimente (17) sehr wahrscheinlich gleich Null. Man erwartet daher für erlaubte Übergänge eine Elektronenpolarisation $P_o = -v/c$.

In Tabelle I sind die Messwerte für die Elektronenpolarisation am Co-60 zusammengestellt. In Spalte 3 sind die Werte PS_D,

Tabelle I: Messergebnisse Co-60

$E_{kin.}$ keV	v/c	$P \cdot S_D$	$1-\frac{\Delta P}{P_o}$	$P_o \cdot S_D$	$\frac{P_o \cdot S_D}{v/c} = -S_D$	$\frac{P_o \cdot S_D}{\bar{S}_D} = -P_o$	$-\frac{P_o}{v/c}$
100	0,548	0,0770 ± 3,5 %	0,899	0,0857	0,1563 ± 0,0055	0,562 ± 0,020	1,025 ± 0,036
90	0,525	0,0725 ± 7,7 %	0,871	0,0832	0,1585 ± 0,0122	0,546 ± 0,042	1,040 ± 0,080
80	0,500	0,0619 ± 6,9 %	0,845	0,0733	0,1465 ± 0,0101	0,480 ± 0,033	0,960 ± 0,066
70	0,475	0,0573 ± 8,2 %	0,809	0,0708	0,1491 ± 0,0122	0,465 ± 0,038	0,980 ± 0,081
60	0,446	0,0523 ± 8,1 %	0,757	0,0691	0,1549 ± 0,0125	0,453 ± 0,037	1,013 ± 0,082
50	0,413	0,0406 ± 6,5 %	0,683	0,0594	0,1437 ± 0,0093	0,390 ± 0,025	0,944 ± 0,061
40	0,374	0,0316 ± 7,4 %	0,556	0,0568	0,1519 ± 0,0112	0,373 ± 0,028	0,995 ± 0,074

$$-\bar{S}_D = 0{,}1524 \pm 0{,}0035$$

wie sie mit der Goldfolie D gemessen wurden, wiedergegeben. Der angegebene Fehler ist der statistische Fehler (Standardabweichung). Spalte 4 enthält die Depolarisationskorrekturen, wie sie in Kapitel IV berechnet wurden. Division von Spalte 4 durch Spalte 3 ergibt $P_o S_D$. Aus $P_o S_D$ erhält man $P_o \overline{S}_o$, indem man mit $\overline{(S_o/S_D)} = 1{,}86 \pm 0{,}08$ multipliziert. Dieses Verhältnis ergab sich aus den Messungen der Schichtdickenabhängigkeit der Streuasymmetrie in Kapitel IV. Bei Kenntnis von $\overline{S}_o$ kann man somit die Elektronenpolarisation P_o berechnen. Benutzt man zur Berechnung von $\overline{S}_o$ die bei Sherman (8) tabellierten Werte, so erhält man nach Mittelung über die verwendete Streugeometrie $|\overline{S}_o| = 0{,}386$, siehe Kapitel III. Die daraus resultierenden Polarisationswerte sind um ca. 25 % kleiner als v/c. Die Ursache dafür ist, dass Sherman die Berechnung von $S(\Theta,E,Z)$ ohne Berücksichtigung der Abschirmung des Kernfeldes durch die Hüllenelektronen ausgeführt hat. Leider liegen in der Literatur keine zuverlässigen Berechnungen dieser Korrekturen vor. In Abbildung 7 sind die Verhältnisse dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt die Werte von Sherman wieder, während die verschiedenen Punkte ohne Fehlergrenzen Berechnungen mit bzw. ohne Abschirmung durch die Elektronenhülle sind. Die mit B versehenen Messpunkte wurden von Bienlein und Mitarbeitern (18) am Co-60 unter der Voraussetzung $P_o = - v/c$ ermittelt. Der bei 100 keV liegende Messwert von Ryu (22) wurde mittels Doppelstreuung gemessen. Den mit V bezeichneten Wert $|S_o| = (0{,}305 \pm 0{,}014)$ erhält man, wenn man für obige Messungen am Co-60 ebenfalls $P_o = - v/c$ voraussetzt. Er stimmt mit dem Wert, der aus der Extrapolation der von Bienlein gemessenen Daten folgt, gut überein und ist um ca. 26,5 % kleiner als der von Sherman angegebene Wert. Der über die benutzte Geometrie gemittelte Wert ist $\overline{S}_o = - (0{,}284 \pm 0{,}013)$. Der Messwert von Ryu ergibt dagegen grössere Polarisation als v/c. Wahrscheinlich wird dieser niedrige Wert für $|S_o|$ durch Wandstreuung hervorgerufen.

Als Ergebnis der Messungen am Co-60 folgt, wenn man P_o(Co-60) $= - v/c$ setzt:

S_o (θ, E, Z) = S_o (125^o, 100 keV, 79) = - (0,305 ± 0,014).

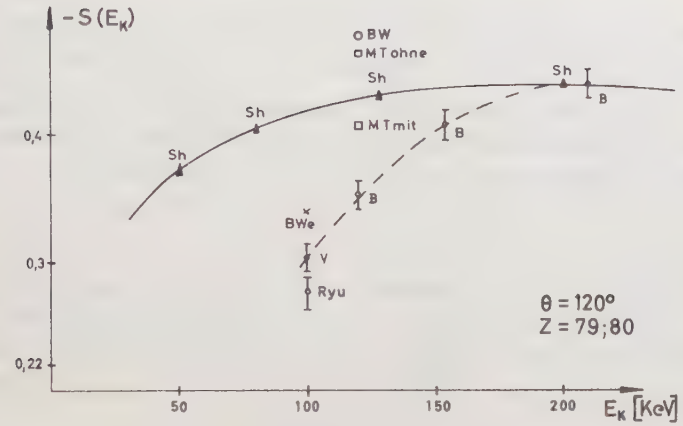

Abbildung 7: Abhängigkeit der Asymmetriefunktion S von der Elektronenenergie nach Bienlein (18).

Sh = Rechnungen von Sherman ohne Berücksichtigung der Abschirmung (8).

BW = Rechnungen von Bartlett und Watson ohne Berücksichtigung der Abschirmung (19).

BWe = Rechnungen von Bartlett und Welton mit Berücksichtigung der Abschirmung (20).

MT = Rechnungen von Mohr und Tassie ohne bzw. mit Berücksichtigung der Abschirmung (21).

Ryu = Doppelstreuexperiment von Ryu (22).

B = Experiment von Bienlein et al am Co-60 (18).

V = Experiment des Verfassers am Co-60.

Im Folgenden soll die Co-60-Messung als Eichmessung für die Apparatur betrachtet werden. Es wird also $P_o(\text{Co-60}) = -v/c$ gesetzt. Man kann dann auf das Messergebnis $\overline{S_o/S_D} = 1{,}86 \pm 0{,}08$ verzichten und S_D direkt aus den Werten P_o S_D bestimmen.

In Spalte 6 von Tabelle I sind diese Daten aufgetragen. Als Mittelwert ergibt sich:

$$\overline{S}_D = - (0{,}1524 \pm 0{,}0035).$$

Berechnet man mit $S_D = - 0{,}1524$ aus $P_o\, S_D$ die Polarisation P_o bzw. $P_o/v/c$, so erhält mam Spalte 7 bzw. 8 von Tabelle I. Diese Daten sind nach dem oben gesagten nicht als echte Messwerte aufzufassen. Sie dienen nur zur Veranschaulichung der v/c-Abhängigkeit der Polarisation, siehe Abbildung 8.

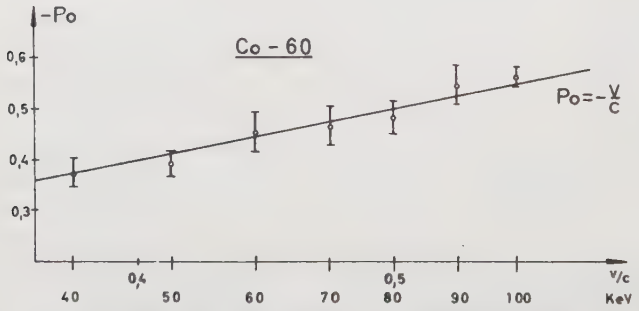

Abb. 8: Elektronenpolarisation des Co - 60.

Die Messungen am Co-60 werden als Eichmessungen verwendet, weil für Co-60 schon von anderen Autoren bei höheren Energieen gute Übereinstimmung mit $P_o = - v/c$ gefunden wurde (23). Ab ca. 200 keV entfällt nämlich für Polarisationsmessungen nach der Mott-Streumethode eine Korrektur durch die Abschirmung des Kernfeldes infolge der Elektronenhülle an der S-Funktion, siehe Abbildung 7.

Für S-35 liegt bisher nur e i n Messwert bei v/c = 0,6 mit einer Polarisation von $P_o = - (0{,}67 \pm 0{,}24)$ v/c vor (24). Diese Messung ist als Eichmessung daher ungeeignet. Für Pm-147 wurden die bei ca. 200 keV gemessenen Werte von den Autoren (25) nicht veröffentlicht. Die benutzte Quelle war wahrschein-

lich zu dick, so dass sich sehr kleine Polarisationswerte ergaben (private Mitteilung).

b) S-35.

S-35 ist ebenfalls ein erlaubter Übergang ($3/2^+ \rightarrow 3/2^+$) mit $E_{max} = 0{,}167$ MeV. Für die Elektronenpolarisation ist daher $P_o = - v/c$ zu erwarten.

In Tabelle II sind die Messwerte zusammengestellt. Die vorletzte Spalte enthält die Werte P_o, die aus $P_o S_D$ mit $\overline{S}_D = - (0{,}1524 \pm 0{,}0035)$ vom Co-60 ermittelt wurden. Nimmt man auch für S-35 $P_o = - v/c$ an, so erhält man aus $P_o S_D$ den Wert $\overline{S}_D = - (0{,}1483 \pm 0{,}0030)$ in guter Übereinstimmung mit dem Wert von Co-60. Spalte 6 enthält $- P_o/v/c$ einschliesslich der statistischen Fehler. Als Mittelwert findet man für S-35 daraus:

$$\overline{P}_o = - (0{,}980 \pm 0{,}022)\ v/c.$$

In Abbildung 9 sind die Messwerte in Abhängigkeit von v/c aufgetragen.

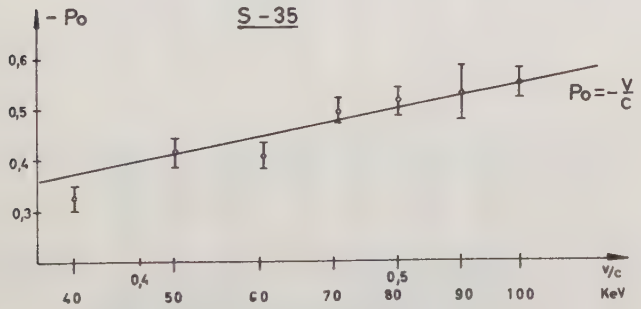

Abb. 9: Elektronenpolarisation des S - 35.

Tabelle II: Messergebnisse S-35

E_{kin} keV	v/c	$P \cdot S_D$	$1 - \frac{\Delta P}{P_o}$	$P_o \cdot S_D$	$\frac{P_o \cdot S_D}{\overline{S_D}(Co\text{-}60)} = -P_o$	$-\frac{P_o}{v/c}$
100	0,548	0,0776 ± 5,2 %	0,928	0,0837	0,549 ± 0,031	1,001 ± 0,057
90	0,525	0,0735 ± 10,5 %	0,913	0,0806	0,529 ± 0,056	1,008 ± 0,178
80	0,500	0,0700 ± 4,6 %	0,895	0,0783	0,514 ± 0,026	1,028 ± 0,053
70	0,475	0,0659 ± 4,6 %	0,869	0,0758	0,497 ± 0,026	1,048 ± 0,054
60	0,446	0,0506 ± 5,1 %	0,814	0,0622	0,408 ± 0,023	0,915 ± 0,051
50	0,413	0,0467 ± 7,0 %	0,735	0,0636	0,417 ± 0,031	1,010 ± 0,074
40	0,374	0,0285 ± 5,2 %	0,575	0,0496	0,325 ± 0,019	0,870 ± 0,050

$$-\left(\frac{\overline{P_o}}{v/c}\right) = 0{,}980 \pm 0{,}022$$

c) Pm-147.

Für den einfach verbotenen Übergang Pm-147 mit $\Delta J = 0$ sind die Messwerte in Tabelle III zusammengestellt. Die vorletzte Spalte enthält die Werte für P_o mit den statistischen Fehlern. Diese wurden unter Benutzung des Wertes $\overline{S}_D = -0{,}1524$ vom Co-60 berechnet. Die Messwerte für Pm-147 weichen von $P_o = -v/c$ um ca. 15 % ab. Als Mittelwert findet man:

$$\overline{P}_o = -(1{,}155 \pm 0{,}025)\ v/c.$$

In Abbildung 10 sind die Messergebnisse am Pm-147 dargestellt. Eine Erklärung für die gefundenen Abweichungen von $P_o = -v/c$ für diesen einfach verbotenen Übergang wird im nächsten Kapitel gegeben.

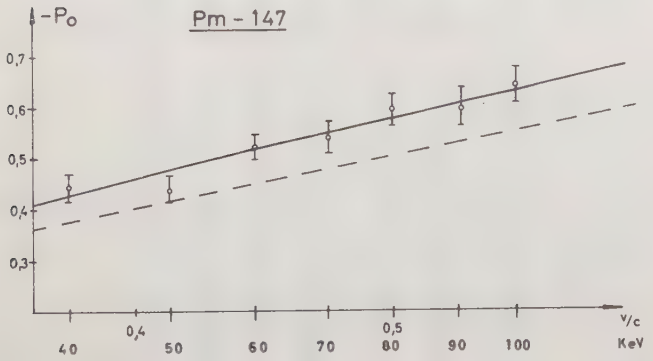

Abb. 10: $- - - P_o = -v/c$; $\text{——} P_o = -v/c\left(1 + \frac{d}{C'(W)}\right)$
mit $d = 0{,}066$, $C'(W) = 1 - 0{,}9 \cdot W + 0{,}36\, W^2$

Tabelle III: Messergebnisse Pm-147

E_{kin} keV	v/c	$P \cdot S_D$	$1 - \frac{\Delta P}{P_o}$	$P_o \cdot S_D$	$\frac{P_o \cdot S_D}{S_D \text{ (Co-60)}} = -P_o$	$-\frac{P_o}{v/c}$
100	0,548	0,0911 ± 5,2 %	0,930	0,0979	0,642 ± 0,036	1,172 ± 0,066
90	0,525	0,0835 ± 6,0 %	0,916	0,0911	0,598 ± 0,038	1,139 ± 0,073
80	0,500	0,0808 ± 4,5 %	0,897	0,0901	0,591 ± 0,030	1,182 ± 0,060
70	0,475	0,0716 ± 5,4 %	0,872	0,0821	0,539 ± 0,031	1,134 ± 0,067
60	0,446	0,0661 ± 4,5 %	0,834	0,0793	0,520 ± 0,026	1,167 ± 0,059
50	0,413	0,0509 ± 5,8 %	0,764	0,0666	0,437 ± 0,027	1,058 ± 0,066
40	0,374	0,0432 ± 5,5 %	0,639	0,0676	0,444 ± 0,026	1,186 ± 0,071

$$-\left(\frac{\overline{P_o}}{v/c}\right) = 1{,}155 \pm 0{,}025$$

VII. Deutung der Abweichungen von $P_0 = - v/c$ beim Pm-147 und experimentelle Aussagen über die Kernmatrixelemente.

Pm-147 ist ein einfach verbotener Übergang mit $\Delta J = 0$, $7/2^+ \rightarrow 7/2^-$, $W_0 = 1{,}44$; log ft = 7,64; $T_{1/2}$ = 2,65 Jahre. Der Kernspin von Pm-147 wurde erst kürzlich zu $7/2^+$ gemessen (26).

Für verbotene Übergänge erwartet man im allgemeinen ebenfalls eine Polarisation $P_0 = - v/c$. Jedoch können Abweichungen von diesem Wert auftreten, wenn das Spektrum eine nicht erlaubte Gestalt besitzt. Die vollständige Beziehung für den Polarisationsgrad bei einfach verbotenen Übergängen lautet nach Kotani (27):

$$P_0 = - v/c \left(1 + \frac{dk - bk/W}{C(W)} \right).$$

Dabei ist $C(W)$ der Formfaktor für die Gestalt des Spektrums, W die Gesamtenergie der Elektronen in Einheiten der Ruheenergie W_0. Ferner gilt:

$$C(W) = kC'(W) = k \left(1 + aW + b/W + cW^2 \right)$$

$$k = (V + w W_0/3)^2 + w^2/9 + (Y + (u-x) W_0/3)^2 + W_0^2/18(2x+u)^2 - 1/18 (2x^2 + 7u^2) + 1/12 (W_0^2 - {}_1) z^2$$

$$ak = 4/3 u Y - W_0/9 (4x^2 + 5u^2 + 3/2 z^2)$$

$$bk = 2/3 (- w V - w^2 W_0/3 + (u + x) (Y + W_0/3 (u - x)))$$

$$ck = 1/9 (4x^2 + 5u^2) + 1/12 (1 + \lambda_1) z^2$$

$$dk = 2/9 (- w^2 + u^2 - x^2)$$

Die Grössen u, v, w, x, y, z, Y, V hängen mit den Kernmatrixelementen zusammen. Die nachfolgende Tabelle IV gibt die Definitionen wieder; η ist ein Standardmatrixelement; λ gibt die Multipolordnung des Kernmatrixelementes an und ist der Gesamtdrehimpuls, der von Elektron und Neutrino beim radioaktiven Beta-Zerfall mitgenommen wird. Daher gilt:

$$\left|J_A - J_E\right| \leq \lambda \leq J_A + J_E$$

J_A = Kernspin im Anfangszustand, J_E im Endzustand.

Tabelle IV

λ	Kernmatrixelemente und Parameter		
0	$\eta \cdot w$	=	$C_A \cdot \int \vec{\sigma} \cdot \vec{\tau}$
0	$\eta \cdot \xi' \cdot v$	=	$C_A \cdot \int i \gamma_5$
1	$\eta \cdot u$	=	$C_A \cdot \int i \vec{\sigma} \times \vec{\tau}$
1	$\eta \cdot x$	=	$- C_V \cdot \int \vec{\tau}$
1	$\eta \cdot \xi' \cdot y$	=	$- C_V \cdot \int i \vec{\alpha}$
2	$\eta \cdot z$	=	$C_A \cdot \int B_{ij}$
0	V	=	$\xi' \cdot v + \xi \cdot w$
1	Y	=	$\xi' y - \xi \cdot (u+x)$

Es wurden nur die Kopplungskonstanten für die Axialvektor- bzw. Vektor-Wechselwirkung C_A, C_V eingeführt, da nach dem heutigen Stand der Experimente $C_A = -(1{,}20 \pm 0{,}04)\, C_V$, $C_S = C_T = C_P = 0$ gilt (28). Ferner ist $\xi = \alpha Z/2\varrho \approx Z/A^{1/3}$; $\xi' = 1/4\varrho$. V und Y sind Abkürzungen zur Vereinfachung der Darstellung; ϱ = Kernradius, $\alpha = 1/137$.

Man erwartet im Normalfall für u, v, w, x, y, z die Grössenordnung 1, wenn man $C_V = 1$ setzt.

Für Pm-147 folgt aus der Bedingung für λ, dass alle 6 Kernmatrixelemente am Zerfall beteiligt sein können. Es gilt noch $\xi = 11{,}6$; $\xi' = 13$ (Einheiten: $\hbar = m_e = c = 1$).

Der Parameter ξ entstammt der sogenannten ξ -Entwicklung des Formfaktors C(W):

$$C(W) = C_{-2}\,\xi^2 + C_{-1}\,\xi + C_0 + \dots$$

Für $\xi \gg W_0$ konvergiert diese Reihe sehr rasch, da $\xi \approx 10$. Für die meisten Fälle genügt es daher schon, nur $C_{-2}\,\xi^2$ mitzunehmen. C_{-2} ist unabhängig von der Beta-Energie W, so dass C(W) = const die erlaubte Gestalt des Beta-Spektrums liefert (ξ -Näherung). Es gilt $C_{-2}\,\xi^2 = V^2 + Y^2$. C_{-1} und C_0 sind energieabhängig und ergeben die Koeffizienten a, b, c, d.

Abweichungen von der erlaubten Gestalt des Spektrums können im Besonderen durch zwei Effekte zustande kommen. Der sogenannte "cancellation effect" kann zB den Koeffizienten C_{-2} sehr klein werden lassen, indem sich zufällig die unbekannten Matrixelemente in V und Y weitgehend wegheben. Die Energieabhängigkeit in C_{-1}, C_0 spielt dann eine Rolle und führt zu Abweichungen von der erlaubten Spektrumsgestalt. Dieser Effekt tritt beim Ra-E auf, wo das Spektrum eine nicht erlaubte Gestalt hat und die Polarisation zu $P_0 = -0{,}75\ v/c$ wird (29).

Der zweite Effekt, der sogenannte "selection rule effect", sorgt dafür, dass durch zusätzliche Auswahlregeln die Matrixelemente mit $\lambda = 0,\ 1$ unterdrückt werden, so dass im Wesentlichen das B_{ij} - Matrixelement übrigbleibt. Ein einfach verbotener Übergang mit $\Delta J = 0,\ \pm 1$ hat dann eine ähnliche Spektrumsgestalt wie ein sogenannter "unique" - verbotener Übergang mit $\Delta J = 2$. Für diesen Effekt sind neuerdings auch Beispiele gefunden worden (30).

Mit Hilfe der oben angegebenen Formeln für C(W) und P kann man aus den Messergebnissen für das Energiespektrum und die Elektronenpolarisation die Grössen a, b, c, d, k bestimmen und aus diesen Daten Schlussfolgerungen über die beteiligten Kernmatrixelemente ziehen. Die Grösse k lässt sich im allgemeinen allein aus der Spektrumsmessung nicht ermitteln, so dass die

in der Literatur angegebenen Darstellungen

$$C(W) = \frac{N(W)}{p^2 \, F(Z,W) \, (W_0 - W)^2}$$

keine Absolutwerte sind.

In Abbildung 11 ist der Formfaktor C(W), wie er von Langer und Mitarbeitern (31) für Pm-147 gemessen wurde, aufgetragen.

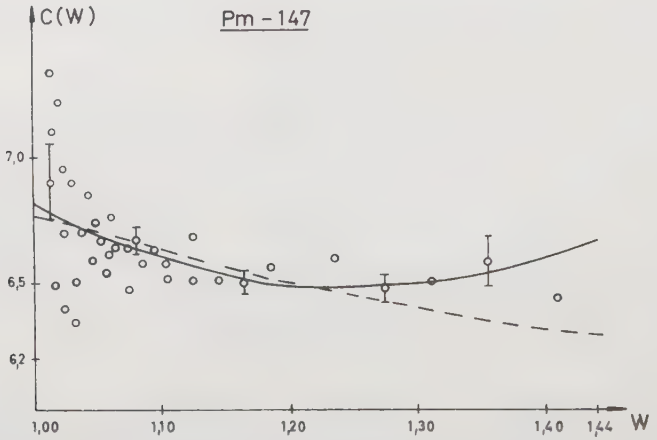

Abb. 11: Formfaktor des Spektrums des Pm - 147.
o =Messungen von Langer etal. [31];
---C(W)= 5,2·(1 + 0,3/W);
——C(W)= 14,8·(1 - 0,9·W + 0,36·W²)

Eine erlaubte Spektrumsgestalt würde eine Parallele zur Energieachse ergeben (C(W) = const). Geringe Abweichungen von der erlaubten Gestalt werden durch die Messergebnisse nicht ausgeschlossen. So gibt Langer an, dass ein Formfaktor

$$C(W) = k \left(1 + \frac{0{,}1 \text{ bis } 0{,}3}{W} \right)$$

durch die Messungen nicht auszuschliessen ist. Zum Vergleich wurde deshalb $C(W) = 5{,}2 \left(1 + 0{,}3/W \right)$ als gestrichelte Kurve

in Abbildung 11 eingetragen. Diese Kurve hat also nur die Bedeutung, die auf Grund der Messungen noch möglichen Abweichungen von C(W) = const zu veranschaulichen. Die Werte 0,1 bis 0,3 wurden von Langer im Hinblick auf das Auftreten eines kleinen Fierz-Interferenzterms angenommen. Dieser ist jedoch sehr wahrscheinlich gleich Null (17). Für die gemessenen Abweichungen der Elektronenpolarisation von $P_o = - v/c$ erweist sich dieser einfache Ansatz für C(W) als unbrauchbar. Wie weiter unten genauer dargelegt wird, kann man mit $C(W) = k' C'(W) = 14{,}8\ (1 - 0{,}9\ W + 0{,}36\ W^2)$ die gemessene Abweichung der Elektronenpolarisation von v/c für d = 0,066 erklären; siehe ausgezogene Kurve in Abbildung 11. Wie man sieht, sind die Spektrumsmessungen mit diesem C(W) noch gut verträglich. Für die Polarisationsmessungen sind die Verhältnisse in Abbildung 10 dargestellt. Die ausgezogene Kurve in dieser Abbildung ist

$$P_o = - v/c \ (1 + d/C'(W)),$$

während die gestrichelte Kurve $P_o = - v/c$ darstellt. Die Messwerte werden innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut durch die ausgezogene Kurve wiedergegeben. Leider konnten oberhalb 100 keV keine weiteren Messungen vorgenommen werden. Hier würde die Zuverlässigkeit der Messergebnisse wegen der abnehmenden Depolarisationskorrekturen grösser werden. Die Erweiterung der Messapparatur für diesen Energiebereich ist in Vorbereitung.

Die angegebenen Grössen a = - 0,9; b = 0; c = 0,36; d = 0,066 wurden durch folgende Überlegungen ermittelt:
Die gemessene Abweichung der Polarisation von v/c verlangt, dass $dk - bk/W > 0$ ist, da $C(W) > 0$ gilt, so dass

$$\frac{dk - bk/W}{C(W)} > 0 \ .$$

Ferner wird durch die Polarisationsmessungen $bk \approx 0$ gefordert, so dass $dk > 0$ gilt. Z.B. würde ein mit dk vergleichbares bk eine stärkere Neigung der Polarisationskurve gegen die Kurve $P_o = - v/c$ ergeben, der Absolutwert der Abweichung von v/c verringert und die Anpassung an die Spektrumsmessungen C(W)

erschwert werden; jedoch lässt sich ein bk von einigen Prozent von dk durch die Polarisationsmessungen nicht ausschliessen. Die nachfolgenden Betrachtungen werden aber durch bk $\neq 0$ nur unwesentlich modifiziert.

Da ck nur quadratische positive Glieder enthält, ist auch ck > 0 ($\lambda_1 \approx 1$; ck = 0 ist auszuschliessen, da dann dk < 0). dk und ck haben also gleiches Vorzeichen. Daraus ergibt sich die Bedingung $c \geq 2{,}5\ d$. Es folgt nämlich aus den Gleichungen für ck und dk:

$$(4/c + 2/d)\ x^2 + 2/d\ w^2 + 3/4c\ (1 + \lambda_1)\ z^2 = (2/d - 5/c)\ u^2$$

Im Falle $c = 2{,}5\ d$ bleibt u unbestimmt, während $x = w = z = 0$ gilt. Für c wenig grösser als 2,5 d ist $u \gg x, w, z$. Bei der Anpassung der Spektrumsmessungen durch ein energieabhängiges C(W) zeigt sich, dass c klein sein sollte, um ein Ansteigen von C(W) in der Nähe der Maximalenergie klein zu halten. Die mögliche Lösung $c = 2{,}5\ d$ ergibt jedoch weitere Bedingungen unter den a, b, c, d, die mit den Messergebnissen nicht in Einklang zu bringen sind.

Im Falle $c > 2{,}5\ d$ setzen wir $c = B\ d$. Wie die nähere Untersuchung zeigt, erhält man eine weitere Bedingungsgleichung für a, c, B, die nur für $x = z = 0$ eine Lösung für a, c, B ergibt, die mit den Messergebnissen annähernde Übereinstimmung aufweist. Für $x = z = 0$ ist diese Bedingungsgleichung unabhängig von den Matrixelementen. Die Berechnung von a, c, d, B zeigt jedoch, dass man für eine gute Übereinstimmung mit den Spektrumsmessungen ($a = -0{,}9$; $c = 0{,}36$) Werte von d erhält, die eine zu kleine Polarisationsabweichung von v/c ergeben (nur ca. 8 % statt der gemessenen 15 %). Als Ausweg aus diesen Schwierigkeiten hat man die bei der Herleitung der Formeln von Kotani (27) gemachten Näherungen zu überprüfen. In einer Arbeit von Kotani und Ross (32) sind die allgemeineren Beziehungen angegeben, in denen die endliche Kerngrösse und dreifach-verbotene Effekte berücksichtigt wurden. Diese Formeln enthalten jedoch so viele unbekannte Parameter, dass man auch hier erst durch geeignete Näherungen zu einer brauchbaren Lösung gelangt. In

einer Abschätzung werden dort die dreifach-verbotenen Matrixelemente vernachlässigt. Die endliche Kerngrösse wird durch eine homogene Ladungsverteilung berücksichtigt, so dass für die "finite size" - Funktionen R(k) folgende Beziehungen gelten: $R(+1) \approx 0{,}8\ R(-1)$; $R(+2) \approx 0{,}9\ R(-1)$.

Dadurch können die verschiedenen Matrixelemente $w_0(-1)$ bzw. $w_0(+1)$ ineinander übergeführt werden (Entsprechendes gilt für u, x, y, v, z). Drückt man jeweils $w_0(+1)$ durch $w_0(-1)$ aus, setzt $w_0(-1) = w$ (entsprechend für u, x, y, v, z) und ersetzt man noch $\Gamma_0 = \gamma_1 = 1$ durch die exakten Ausdrücke

$$\Gamma_0 = \frac{6}{(1+\gamma_1)\ (2\gamma_1 + 1)} = 1{,}135; \quad \gamma_1 = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} = 0{,}9,$$

so erhält man etwas andere Koeffizienten und kleine Zusatzterme in den Formeln von Kotani. Die Matrixelemente selbst enthalten noch unter dem Integral die Funktion R(-1) für die endliche Kerngrösse, so dass jetzt z.B. zu schreiben ist:

$$\eta\ w_0(-1) = \eta w = C_A \int \vec{\sigma} \cdot \vec{r}\ R(-1).$$

Für x = z = 0 lauten die neuen Gleichungen für Pm-147 dann:

$$k = \frac{0{,}8}{9} w^2 - \frac{(5{,}22 - W_0^2)}{18} u^2 + (V + \frac{W_0}{3} w)^2 + (Y + \frac{W_0}{3} u)^2$$

$$ak = \frac{2}{3} 0{,}091\ w V - \frac{2}{3} W_0\ 0{,}091\ w^2 - \frac{2}{3} 1{,}91\ u Y - W_0\ ck$$
$$- 0{,}175\ W_0\ u^2$$

$$bk = 0{,}729\ (\frac{2}{3} u Y - \frac{2}{3} w V) + W_0\ dk$$

$$ck = \frac{4{,}643}{9} u^2$$

$$dk = \frac{2}{9} 0{,}728\ (u^2 - w^2)$$

Die Gleichungen wurden für x = z = 0 angegeben, da für x,z $\neq$ 0 wiederum keine Lösung zu finden ist, die mit den Messergebnissen in Übereinstimmung zu bringen ist.

Aus diesen Gleichungen ergibt sich wieder eine Bedingung für c,d, nämlich $c \geq 3{,}2\ d$. Setzt man $c = B\ d$, so erhält man in derselben Weise wie oben eine Beziehung, die frei von Matrixelementen ist und durch Wahl von a und c die Berechnung von B ermöglicht. Diese Gleichung lautet:

$$\frac{0{,}515}{c} + 0{,}308 - 0{,}277\ E + 0{,}741\ \left(\frac{a}{c} + W_o\right) - 0{,}925\ \left(W_o/B - \frac{b}{c}\right) =$$

$$\frac{1}{E}\left[0{,}189 + 0{,}022\ E + 0{,}386\ \left(\frac{a}{c} + W_o\right) - 1{,}012\ \left(W_o/B - \frac{b}{c}\right)\right]^2 +$$

$$\left[0{,}189 + 0{,}022\ E + 0{,}386\ \left(\frac{a}{c} + W_o\right) + 0{,}0484\ \left(W_o/B - \frac{b}{c}\right)\right]^2$$

Es ist $w^2 = E\ u^2$, $c = B\ d$, $E = \frac{1{,}46\ B - 4{,}643}{1{,}46\ B}$.

Die beiden Glieder auf der rechten Seite der Gleichung entsprechen V^2/u^2 bzw. Y^2/u^2.

Wählt man $a = -0{,}9$; $c = +0{,}36$; $b = 0$, so ergibt sich $B = 5{,}44$ und damit $d = 0{,}066$. Ein Beitrag $b \neq 0$ kann nur wenige Prozent von d betragen, damit die richtigen Polarisationswerte erhalten werden. Im Rahmen der vorliegenden Messgenauigkeit ist aber ein so kleines b nicht zu erkennen. Wir wählen daher $b = 0$.

Dieses sind die Daten, die oben angegeben wurden, mit denen sowohl die Spektrumsmessungen als auch die Polarisationsmessungen gut angepasst werden können.

Für die Kernparameter findet man hieraus:

$k = 1{,}43\ u^2$; $V = 0{,}745\ u$; $Y = 0{,}20\ u$; $w = 0{,}642\ u$; $x = z = 0$.

Aus $V = \xi'\ v_o\ (-1) + \frac{2\,\xi}{1+\gamma_1}\ 0{,}8\ w_o\ (-1)$

und $Y = \xi'\ y_o\ (-1) - \frac{2\,\xi}{1+\gamma_1}\ 0{,}8\ u_o\ (-1)$

ergeben sich mit $\xi' = 13$, $\xi = 11{,}6$ noch die Parameter $v = -0{,}426\ u$, $y = 0{,}77\ u$.

Die ermittelte Lösung entspricht dem "cancellation effect", da sich in Y und V die Matrixelemente weitgehend wegheben. Dieses erkennt man nach Kotani (27) daran, dass u im Normalfall von

der Grössenordnung 1 sein sollte, während Y und V die Grössenordnung $\xi \approx \xi' \approx 10$ besitzen sollten. Für u = 1 ergibt sich hier aber nur Y = 0,20 und V = 0,745.

Da die Kernparameter nur relativ zueinander festgelegt sind, kann man daher z.B. $\int i\vec{\sigma} \times \vec{r}$ R(-1) als Standardmatrixelement wählen; d.h. man setzt u = 1. Es ergibt sich daraus η u $= \eta = C_A \cdot \int i\vec{\sigma} \times \vec{r}$ R(-1) und damit

k = 1,43; V = 0,745; Y = 0,20; w = 0,642; v = -0,426; y = 0,77.
Die Berechnung von η wird weiter unten behandelt.

Zunächst sollen noch die Fehler angegeben werden.
Aus den Spektrumsmessungen ermittelt man, dass in der Nähe der gefundenen Lösung das Verhältnis a/c = - 2,5 auf etwa ± 5 % festgelegt ist. Die Werte a und c selbst dürfen auf Grund der Polarisationsmessungen maximal um ± 10 % variiert werden. Die Polarisation ändert sich dadurch um ± 2,5 %, was mit den Messungen noch gerade verträglich ist. Die Grösse B schwankt daher um ± 20 % maximal. - Es folgen für die Kernparameter einschliesslich der Fehler die Daten: mit u = 1, x = z = 0

k = (1,43 ± 0,14)	v = - (0,426 ± 0,058)
V = (0,745 ± 0,037)	w = (0,642 ± 0,064)
Y = (0,20 ± 0,05)	y = (0,77 ± 0,19)

Für die Bestimmung des Standardmatrixelementes η betrachten wir die folgenden Beziehungen, wie sie bei Kotani (27) angegeben sind.

η^2 ist in die Definition der Kernparameter so eingeführt, dass es aus C(W) herausgezogen werden kann. Für die Übergangswahrscheinlichkeit des Beta-Zerfalles gilt:

$$N(W)\, dW = \frac{1}{2\pi^3}\, \eta^2\, F_0(Z,W)\, p\, W\, (W_0 - W)^2\, dW\, C(W).$$

Die Grösse η^2 kann aus dem ft - Wert berechnet werden, wenn man

$$f_c(Z) = k \int_1^{W_0} dW\, F_0(Z,W)\, p\, W\, (W_0 - W)^2\, C'(W)$$

kennt. Es gilt nämlich $\eta^2 = 2\pi^3 \ln 2 / f_c(Z)t$.

In der üblichen Definition des ft-Wertes wird f berechnet für $C'(W) = k = 1$. Man erhält dann $f_o(Z)$ und nach der Methode von Moskowski (33) mittels einfacher graphischer Methoden den log ft-Wert aus der Halbwertszeit und der Endenergie des Betastrahlers, wie er in der Literatur angegeben wird. In dem hier vorliegenden Fall $C'(W)$, $k \neq 1$ hat man $f_c(Z)$ numerisch zu berechnen, indem man für k, $C'(W)$ die oben ermittelten Werte einsetzt unter Berücksichtigung der für $F_o(Z,W)$ tabellierten Daten (34). Es ergibt sich

$$f_c(Z) = 0{,}21 \pm 0{,}03.$$

Unter Benutzung von $T_{1/2} = (8{,}4 \pm 0{,}8)\ 10^7$ sec erhält man

$f_c t = (1{,}8 \pm 0{,}3)\ 10^7$ sec bzw. $\log (f_c t) = 7{,}25$.

Die obige Formel für die Bestimmung von η^2 ist in den Einheiten $\hbar = m_e = c = 1$ angegeben. In diesen Einheiten gilt 1/sec = $1{,}29\ 10^{-21}$. Damit findet man

$$|\eta| = (4 \pm 0{,}35)\ 10^{-14}.$$

Unter Zuhilfenahme der für C_V und C_A aus anderen Messungen bekannten Daten (28)

$$C_V = g = (2{,}980 \pm 0{,}0084)\ 10^{-12}$$

bzw. $$C_V = (1{,}415 \pm 0{,}004)\ 10^{-49}\ \text{erg}\cdot\text{cm}^3,$$

$$C_A = -(1{,}20 \pm 0{,}04)\ C_V$$

kann man schliesslich die Matrixelemente für Pm-147 ermitteln. Dividiert man noch die Matrixelemente, die r enthalten, durch den Kernradius $\varrho = 1{,}14\ A^{1/3}\ 10^{-13}$ cm = $1{,}55\ 10^{-2}$ für Pm-147, so erhält man:

$$1/\varrho \left| \int i\vec{\sigma} \times \vec{r}\ R(-1) \right| = 0{,}716 \pm 0{,}065$$

$$1/\varrho \left| \int \vec{\sigma} \cdot \vec{r}\ R(-1) \right| = 0{,}465 \pm 0{,}065$$

$$\left| \int i\ \gamma_5\ R(-1) \right| = (6{,}03 \pm 0{,}87)\ 10^{-2}$$

$$\left| \int i\ \vec{\alpha}\ R(-1) \right| = (13{,}5 \pm 3{,}6)\ 10^{-2}$$

$$\left| \int \vec{r} \right| = \left| \int B_{ij} \right| = 0$$

Damit sind alle Grössen bestimmt.

Diskussion: Einschränkend muss gesagt werden, dass die absolute Genauigkeit der Messungen nicht sehr gut ist, da die Depolarisationskorrekturen unter der Annahme einer homogenen Quellendicke berechnet wurden. Für S-35 und Pm-147 wurde die Auftropfmethode verwendet; es können Dickenschwankungen auftreten, die zu einer Änderung der Depolarisation führen. Andererseits wurde Co-60 elektrolytisch aufgebracht. Diese Methode sollte gleichmässigere Schichtdicken liefern. Da die Messungen für Co-60 und S-35 gut übereinstimmen, können die unterschiedlichen Herstellungsmethoden allerdings nur geringen Einfluss besitzen. - Um die gemessene höhere Polarisation beim Pm-147 rückgängig zu machen, müsste man annehmen, dass die benutzten Depolarisationskorrekturen für S-35 und Co-60 zu gering sind. Dadurch würde der Wert S_D, der der Berechnung der Polarisation für Pm-147 zugrundeliegt, vergrössert werden, womit die Polarisationswerte für Pm-147 verringert würden. Die Erhöhung der benutzten Depolarisationskorrekturen müsste etwa bei 50 % liegen für $v/c = 0,5$. Das erscheint recht unwahrscheinlich, selbst wenn man berücksichtigt, dass die theoretischen Rechnungen, die den Depolarisationskorrekturen zugrundeliegen, nur auf ca. 10 % genau sind. Systematische Abweichungen während der Messungen konnten ebenfalls nicht festgestellt werden. Die Pm-147 - Messung erfolgte nach der S-35 - Messung und anschliessend wurde Co-60 gemessen.

Weitere Polarisationsmessungen am Pm-147 oberhalb von 100 keV würden aufschlussreich sein, da die Depolarisationskorrekturen kleiner werden. Die Erweiterung der Messapparatur für diesen Energiebereich ist in Vorbereitung. Wünschenswert sind ferner genauere Spektrumsmessungen.

VIII. Zusammenfassung.

Es wurde die Elektronenpolarisation im Bereich von 40 bis 100 keV an den erlaubten Beta-Strahlern Co-60 und S-35 sowie an dem einfach verbotenen Übergang des Pm-147 untersucht. Die Messungen liefern für Co-60 und S-35 die erwarteten Polarisationsgrade $P_o = - v/c$, wenn man für die Mott-Streuasymmetriefunktion $S(\Theta,Z,E)$ um 26,5 % kleinere Werte ansetzt, als sie die ohne Berücksichtigung der Abschirmung des Kernfeldes durch die Hüllenelektronen berechneten Werte von Sherman (8) ergeben.

Setzt man für P_o(Co-60) $= - v/c$ -- für Co-60 wurde bei ca. 200 keV $P_o = - v/c$ auf etwa 2 % genau gemessen (23) -- so erhält man daraus eine Messung der Mott-Streuasymmetriefunktion:

$$S(125^o,\ 79,\ 100\ keV) = 0{,}305 \pm 0{,}014.$$

An den Messwerten wurden dabei Korrekturen für die endliche Schichtdicke der Streufolien, für die Depolarisation im radioaktiven Präparat, an den Blenden und in den Ablenkfeldern angebracht. Die Streufolien und die radioaktiven Quellen waren zur Vermeidung unerwünschter Asymmetrieen in ständiger Rotation.

Betrachtet man die Co-60 - Messung als Eichung für die Apparatur, so findet man für S-35 eine mittlere Polarisation von

$$\overline{P}_o(S\text{-}35) = - (0{,}980 \pm 0{,}022)\ v/c.$$

Für den einfach verbotenen Beta-Zerfall des Pm-147 mit $\Delta I = 0$ liefern die Messungen dagegen eine mittlere Polarisation von

$$\overline{P}_o(Pm\text{-}147) = - (1{,}155 \pm 0{,}025)\ v/c.$$

Eine Erklärung für die Abweichungen von $P_o = - v/c$ wurde mittels der Formeln von Kotani und Ross (32) unter Berücksichtigung der Spektrumsmessungen (31) gegeben. Für Pm-147 konnten daraus die am Beta-Zerfall beteiligten Kernmatrixelemente bestimmt werden.

- - - -

Seite

IX. L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S .

(1) T.D. LEE und C.N. YANG,
Phys. Rev. 104, 254 (1956) 4

(2) C.S. WU, E. AMBLER, R.W. HAYWARD, D.D. HOPPES und R.P. HUDSON, Phys. Rev. 105, 1413 (1957)
R.L. GARWIN, L.M. LEDERMAN, U.M. WEINRICH,
Phys. Rev. 105, 1415 (1957)
H. SCHOPPER, Phil. Mag. 2,710 (1957)
H. FRAUENFELDER, R. BOBONE, E. von GOERLER, N. LEVINE, H.R. LEWIS, R.N. PEACOCK, A. ROSSI und G. de PASQUALI,
Phys. Rev. 106, 386 (1957) 4

(3) H. SCHOPPER, Fortschr.d. Physik 8, 380 (1960) 4

(4) T.D. LEE und C.N. YANG,
Phys. Rev. 105, 1671 (1957) 4

(5) R.P. FEYNMAN und M. GELL-MANN
Phys. Rev. 109, 193 (1958) 4

(6) N.F. MOTT, Proc. Roy. Soc. (London) A 124, 425 (1929) 4

(7) H.A. TOLHOEK, Revs.Mod.Phys. 28, 277 (1956) 7

(8) N. SHERMAN, Phys. Rev. 103, 1601 (1956) 10

(9) H. WEGENER, Z. Physik 151, 252 (1958) 19

(10) B. MÜHLSCHLEGEL und H. KOPPE,
Z. Physik 150, 474 (1958) 21
B. MÜHLSCHLEGEL, Z. Physik 155, 69 (1959) 21

(11) G. PASSATORE, Nuovo Cimente 18, 532 (1960) 21

(12) H. BIENLEIN, K. GÜTHNER, H.V. ISSENDORF, H. WEGENER, Nucl. Instr. u. Meth. 4, 79 (1959) 21

(13) P. SÖDING, Diplomarbeit Hamburg (1960) 23

(14) J.D. JACKSON, S.B. TREIMAN und H.W. WYLD,
Phys.Rev. 106, 517 (1957) 24

(15) siehe Z.B. (3), Seite 388, 389 und 415 24

(16) siehe (3), Seite 415 24

(17) siehe (3), Seite 349 24

(18) H. BIENLEIN, G. FELSNER, K. GÜTHNER, H.v. ISSENDORF, Z. Physik 154, 376 (1959) 26

(19) J.H. BARTLETT, R.E. WATSON,
Proc.Am.Acad.Arts,Sci., 74, 53 (1940) 27

Seite

(20) J.H. BARTLETT und T.A. WELTON,
Phys. Rev. 59, 281 (1941) 27
(21) C.B.O. MOHR und L.J. TASSIE,
Proc. Phys. Soc. A67, 711 (1954) 27
(22) N. RYU, J. Phys. Soc. Japan 7, 125 (1952);
8, 575 und 804 (1953) 27
(23) J.S. GREENBERG, D.P. MALONE, R.L. GLUCKSTERN und
V.W. HUGHES, Phys. Rev. 120, 1393 (1960) und (12) 28
(24) H. LANGEVIN-JOLIOT, N. MARTY und P. SERGANT
Comp. Rend. 244, 3142 (1957) und
245, 670 (1957) 28
(25) J.S. GREENBERG, V.W. HUGHES, D.P. MALONE, A.R.QUINTON,
Bull.Amer.Phys.Soc. 3, 52 (1958) 28
(26) P.F.A. KLINKENBERG und T.S. TOMKINS,
Physica 26, No. 2 (1960) 33
(27) T. KOTANI, Phys. Rev. 114, 795 (1959) 33
(28) Proc. 1960 Americ.Intern.Conf.High Energy Physics
at Rochester, Seite 503 und (3), Seite 415 34
(29) A. BINGER, E. CHURCH, J. WENESER,
Phys. Rev. Lett. 1, 95 (1958) 35
B.V. GESHKENBEIN, S.A. NEMIROVSKAYA und A.P. RUDIK,
J E T P 36, 360 (1959) und (3) Seite 380 35
(30) T. KOTANI und M. ROSS,
Phys. Rev. 113, 622 (1959) und (27), (32) 35
(31) J.H. HAMILTON, L.M. LANGER und W.G. SMITH,
Phys. Rev. 112, 2010 (1958) und private
Mitteilungen von L.M. LANGER 36
(32) T. KOTANI und M. ROSS,
Progr. Theor. Physics 20, 643 (1958) 38
(33) S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev. 82, 35 (1951) 42
(34) K. SIEGBAHN, Beta- and Gamma-Ray-Spectroscopy
North-Holland Publ. Company, Amsterdam ,
(1955) 42

Diese Arbeit wurde im II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg unter der Leitung von Herrn Professor Dr. W. Jentschke ausgeführt.
Herrn Professor Dr. Jentschke danke ich herzlichst für die Themenstellung und für die wertvollen Anregungen und Diskussionen während der Arbeit.
Mein besonderer Dank gilt meinen Mitarbeitern Herrn H.Ch. Dehne und Herrn Paul Söding für ihre ausdauernde Unterstützung beim Aufbau der Versuchsanordnung und der Vorbereitungen der Messungen.
Herrn cand.phys. D. Harmsen danke ich für die Programmierung von Daten für die elektronische Rechenmaschine in Hamburg-Barmbek, Herrn Dr. P. Stichel für theoretische Hinweise und Fräulein S. Tismer für ihre Hilfe beim Auswerten und Entwickeln der Filme mit den Messergebnissen.

L e b e n s l a u f

Am 31. März 1927 wurde ich als Sohn des Hoteliers Alfred Ladage und seiner Ehefrau Paula Ladage, geb. Vaupel, in Quakenbrück geboren.

Nach 4-jährigem Besuch der Volksschule in Quakenbrück wurde ich 1938 in die Oberschule für Jungen in Quakenbrück aufgenommen, deren Abschluss ich nach Unterbrechungen durch Militärzeit und Kriegsereignisse 1947 erreichte.

Mein Physikstudium begann ich im Sommer 1949 an der Hamburger Universität und bestand dort 1952 die Vordiplomprüfung.

Meine Diplomarbeit fertigte ich im Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg unter der Leitung von Herrn Professor Dr. H. Raether an. 1956 bestand ich die Diplomprüfung in Physik.

Noch im gleichen Jahre erhielt ich die Verwaltung einer Assistentenstelle im Physikalischen Staatsinstitut Hamburg bei Herrn Professor Dr. W. Jentschke. Neben meiner Dissertationsarbeit war und bin ich im Besonderen mit der Betreuung der Neubauten des II. Instituts für Experimentalphysik in Hamburg-Bahrenfeld beschäftigt.

Im Jahre 1956 habe ich meine Frau Heide, geb. Roeske, geheiratet. Ich habe eine Tochter, die im März 1960 geboren wurde.